

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



Д-421

10/II-75
P4 - 8325

495/2-75

Р.В.Джолос, В.Г.Картавенко, В.М.Семенов

ПАРНЫЕ КОРРЕЛЯЦИИ
И РЕАКЦИИ ДВУХНУКЛОННОЙ ПЕРЕДАЧИ
НА ЯДРАХ С $A = 46 + 64$

1974

ЛАБОРАТОРИЯ
ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

P4 - 8325

Р.В.Джолос, В.Г.Картавенко,¹ В.М.Семенов²

ПАРНЫЕ КОРРЕЛЯЦИИ
И РЕАКЦИИ ДВУХНУКЛОННОЙ ПЕРЕДАЧИ
НА ЯДРАХ С $A = 46 + 64$

Направлено в ЯФ

¹ Дальневосточный государственный университет.

² Ленинградский государственный университет.

1. ВВЕДЕНИЕ

Выполненные в последние годы многочисленные эксперименты по реакциям двухнуклонной передачи показали, что сечения реакций для перехода в основные и ряд возбужденных 0^+ -состояний, получивших название "парных", значительно превосходят сечения возбуждения основной массы ядерных уровней. Для объяснения этого факта была предложена феноменологическая модель коллективных "парных" возбуждений^{/1-4/}. В рамках^{/5-8/} эта феноменологическая модель была обоснована микроскопически. Выполненный в^{/8/} расчет энергий и волновых функций "парных" 0^+ -состояний показал, что при рассмотрении ядер $A = 46 \div 64$, во-первых, нельзя ограничиваться учетом небольшого числа конфигураций, как это делалось в ряде чисто оболочечных расчетов, во-вторых, нельзя рассматривать коллективные состояния ни в гармоническом приближении, ни в приближении предельно сильных парных корреляций, когда возможен лишь один тип коллективного движения - вращение в фазовом и изотопическом пространствах^{/1/}. В ядрах с $A \sim 56$ реализуется промежуточный случай, когда "парные" 0^+ -состояния являются состояниями ангармонического вибратора. В данной работе мы проверим справедливость этих выводов, анализируя данные по реакциям двухнуклонной передачи.

Необходимо отметить, что сечение этих реакций не может быть факторизовано на структурную и кинематическую части. Поэтому не всегда можно будет сказать, в чем причина расхождения теоретических результатов

с экспериментальными - в грубости ли используемых предположений о динамике реакций или в неправильном расчете спектроскопических факторов.

В разделе 2 мы опишем необходимую для вычислений спектроскопическую часть расчетов, в разделе 3 - метод вычисления сечений. Полученные результаты будут обсуждаться в разделе 4.

2. СПЕКТРОСКОПИЧЕСКИЕ ФАКТОРЫ

Для описания различных ветвей "парных" 0^+ - возбуждений, связанных с добавлением /удалением/ пар нуклонов, в работах /5-8/ были введены бозонные операторы $\beta_{k+\mu}^+$, $\beta_{k-\mu}^-$ ($\beta_{k+\mu}^+$, $\beta_{k-\mu}^-$). Здесь μ - компонента изоспина, а индекс k - номер ветви возбуждений. Каждая из этих ветвей характеризуется энергией возбуждения ω_k нижайшего 0^+ -состояния данного типа и спектроскопическими факторами для реакций двухнуклонной передачи, структурные части которых a_{ks} / s - квантовое число однонуклонного состояния/, вычисленные в гармоническом приближении, следующим образом выражаются через введенные в /8/ коэффициенты u_s^k , \tilde{u}_s^k :

$$a_{ks} = \text{sign}(u_s^k) \sqrt{u_s^k \tilde{u}_s^k}.$$

Коэффициенты u_s^k , \tilde{u}_s^k устанавливают связь между операторами рождения и уничтожения $A_{s+\mu}^+$, $A_{s-\mu}^-$ ($A_{s+\mu}^+$, $A_{s-\mu}^-$) пар частиц /дырок/ в состояниях s выше /ниже/ поверхности Ферми и бозонными операторами /8/:

$$A_{s-\mu}^+ \rightarrow b_{s-\mu}^+, \quad A_{s+\mu}^- \rightarrow b_{s+\mu}^-.$$

$$A_{s+\mu}^+ \rightarrow b_{s+\mu}^+ - \frac{9}{\Omega_{s+}} \sum_T \begin{Bmatrix} 1/2 & 1/2 & 1 \\ 1/2 & 1/2 & 1 \\ 1 & 1 & T \end{Bmatrix} \sqrt{\frac{2T+1}{3}} [(b_{s+}^+ b_{s+}^+)_T b_{s+}^+]_{1\mu}$$

$$A_{s-\mu}^- \rightarrow b_{s-\mu}^- - \frac{9}{\Omega_{s-}} \sum_T \begin{Bmatrix} 1/2 & 1/2 & 1 \\ 1/2 & 1/2 & 1 \\ 1 & 1 & T \end{Bmatrix} \sqrt{\frac{2T+1}{3}} [b_{s-}^+ (b_{s-}^- b_{s-}^-)_T]_{1\mu},$$

$$b_{s\pm\mu}^+ = \sum_k (u_{s\pm}^{k\pm} \beta_{k\pm\mu}^+ + (-1)^{1-\mu} u_{s\pm}^{k\mp} \beta_{k\mp-\mu}^-), \quad /1/$$

$$b_{s\pm\mu}^- = \sum_k (\tilde{u}_{s\pm}^{k\pm} \beta_{k\pm\mu}^- + (-1)^{1-\mu} \tilde{u}_{s\pm}^{k\mp} \beta_{k\mp-\mu}^+).$$

В табл. 1 приведены рассчитанные значения энергий ω_k и величин a_{ks} . Видно, что решения с $k \neq 1$ лежат высоко по энергии. Кроме того, только в случае ветвей с $k=1$ /мы будем называть их коллективными/ спектроскопические факторы a_{ks} имеют одинаковые знаки, что приводит к когерентному усилению в сечениях реакций двухнуклонной передачи. Поэтому из всех бозонных операторов в дальнейшем мы сохраним только коллективные $\beta_{1\pm\mu}^+$, $\beta_{1\pm\mu}^-$.

Для описания коллективных "парных" 0^+ -состояний в /5-8/ был построен коллективный гамильтониан, собственные функции которого найдены в результате численного решения уравнения Шредингера. С помощью этих функций мы рассчитали спектроскопические факторы:

$$B_{\mu}(s; 1, 2) \equiv \langle 2 | A_{s\mu}^+ | 1 \rangle = \text{sign}(\langle 2 | A_{s\mu}^+ | 1 \rangle_B) \sqrt{\langle 2 | A_{s\mu}^+ | 1 \rangle_B \langle 1 | A_{s\mu}^+ | 2 \rangle_B}$$

где $\langle 2 | A_{s\mu}^+ | 1 \rangle_B$ означает усреднение коллективной части бозонного образа /1/ оператора $A_{s\mu}^+$ по коллективным состояниям $|1\rangle_B$, $|2\rangle_B$.

В дальнейшем мы будем выделять изоспиновый коэффициент Клебша-Гордона из выражения для спектроскопических факторов:

$$B_{\mu}(s; 1, 2) = C \frac{T_2 M_2}{T_1 M_1} B(s; 1, 2).$$

Таблица 1. Характеристики парных ветвей возбуждения

$k \ S$	Бозонные амплитуды α_{kS}								ω_k (МэВ)
	1d5/2	2S1/2	1d3/2	1f7/2	2p3/2	1f5/2	2p1/2	1g9/2	
-4	.633	-.769	-.081	-.029	.006	.007	.004	.007	13.80
-3	.604	.560	-.556	-.124	.023	.026	.015	.027	13.06
-2	.394	.258	.775	-.435	.055	.059	.034	.061	10.87
-1	.375	.224	.367	.992	.320	.310	.176	.282	3.07
+1	.239	.141	.217	.422	.830	.582	.324	.413	3.07
+2	.052	.030	.046	.080	-.632	.678	.337	.196	8.30
+3	.004	.002	.004	.006	-.023	-.467	.884	.022	10.17
+4	.044	.026	.038	.063	-.133	-.290	-.179	.935	14.19

Таблица 2. Спектроскопические факторы (t, ρ) реакций

Ядро- мишень	$E^{\text{эксп}}$ (МэВ)	$E^{\text{теор}}$ (МэВ)	Спектроскопические факторы							метод вычисл.	
			1d3/2	2S1/2	1d3/2	1f7/2	2p3/2	1f5/2	2p1/2		1g9/2
^{46}Ca	0.0	0.0	.402	.240	.387	.987	.512	.442	.249	.374	T3
^{46}Ca	0.0	0.0	.353	.211	.346	.935	.302	.292	.116	.266	T2
^{46}Ca	5.46	5.96	.099	.057	.079	.000	.622	.428	.238	.294	T3
^{46}Ca	5.46	6.04	.239	.141	.217	.422	.830	.582	.324	.413	T2
^{48}Ca	0.0	0.0	.323	.191	.300	.652	.807	.617	.345	.465	T3
^{48}Ca	0.0	0.0	.239	.141	.217	.422	.830	.582	.324	.413	T2
^{46}Ti	0.0	0.0	.455	.271	.439	1.087	.418	.393	.226	.360	T3
^{46}Ti	0.0	0.0	.474	.283	.464	1.255	.405	.392	.223	.357	T2
^{46}Ti	4.97	8.15	.070	.040	.048	-.100	.664	.438	.243	.293	T3
^{46}Ti	4.97	6.04	.239	.141	.217	.422	.830	.582	.324	.413	T2
^{48}Ti	0.0	0.0	.394	.235	.379	.967	.501	.433	.244	.366	T3
^{48}Ti	0.0	0.0	.347	.207	.340	.918	.296	.287	.163	.261	T2
^{48}Ti	3.88	5.96	.099	0.57	.079	.000	.624	.429	.238	.295	T3
^{48}Ti	3.88	6.04	.239	.141	.217	.422	.830	.582	.324	.413	T2
^{50}Ti	0.0	0.0	.318	.188	.295	.638	.804	.613	.342	.461	T3

Таблица 2 (продолжение)

Ядро- мишень	E ^(эксп) (МэВ)	E ^(теор) (МэВ)	Спектроскопические факторы								Метод вычисл.
			1d _{5/2}	2s _{1/2}	1d _{3/2}	1f _{7/2}	2p _{3/2}	1f _{5/2}	2p _{1/2}	1g _{9/2}	
⁵⁰ Ti	0.0	0.0	.239	.141	.217	.422	.830	.582	.324	.413	T2
⁴⁸ Cr	0.0	0.0	.415	.247	.400	.992	.381	.363	.205	.328	T3
⁴⁸ Cr	0.0	0.0	.433	.259	.424	1.145	.370	.358	.203	.326	T2
⁵⁰ Cr	0.0	0.0	.380	.226	.365	.932	.482	.417	.235	.352	T3
⁵⁰ Cr	0.0	0.0	.335	.200	.328	.887	.286	.277	.157	.252	T2
⁵⁰ Cr	2.66	5.95	.100	.058	.080	.000	.627	.430	.239	.295	T3
⁵⁰ Cr	2.66	6.04	.239	.141	.217	.422	.830	.582	.324	.413	T2
⁵² Cr	0.0	0.0	.311	.184	.288	.619	.798	.606	.339	.456	T3
⁵² Cr	0.0	0.0	.239	.141	.217	.422	.830	.582	.324	.413	T2
⁵⁴ Cr	0.0	0.0	.318	.188	.289	.555	.877	.733	.410	.550	T3
⁵⁴ Cr	0.0	0.0	.338	.199	.307	.597	1.174	.823	.458	.582	T2
⁵² Fe	0.0	0.0	.345	.205	.332	.847	.438	.378	.213	.320	T3
⁵² Fe	0.0	0.0	.306	.183	.300	.810	.261	.253	.144	.230	T2
⁵⁴ Fe	0.0	0.0	.300	.177	.277	.583	.787	.595	.332	.446	T3
⁵⁴ Fe	0.0	0.0	.239	.141	.217	.422	.830	.582	.324	.413	T2

Таблица 2 (продолжение)

Ядро- мишень	E ^(эксп) (МэВ)	E ^(теор) (МэВ)	Спектроскопические факторы								Метод вычисл.
			1d _{5/2}	2s _{1/2}	1d _{3/2}	1f _{7/2}	2p _{3/2}	1f _{5/2}	2p _{1/2}	1g _{9/2}	
⁵⁶ Fe	0.0	0.0	.313	.184	.283	.538	.873	.728	.407	.545	T3
⁵⁶ Fe	0.0	0.0	.338	.199	.307	.597	1.174	.823	.458	.574	T2
⁵⁸ Fe	0.0	0.0	.316	.186	.281	.473	.786	.815	.457	.619	T3
⁵⁸ Fe	0.0	0.0	.414	.244	.376	.731	1.438	1.008	.561	.715	T2
⁵⁶ Ni	0.0	0.0	.275	.162	.253	.522	.758	.568	.317	.423	T3
⁵⁶ Ni	0.0	0.0	.239	.141	.217	.422	.830	.582	.324	.413	T2
⁵⁸ Ni	0.0	0.0	.302	.178	.273	.510	.862	.717	.401	.535	T3
⁵⁸ Ni	0.0	0.0	.338	.199	.307	.597	1.174	.823	.458	.584	T2
⁶⁰ Ni	0.0	0.0	.311	.182	.276	.458	.782	.808	.454	.614	T3
⁶⁰ Ni	0.0	0.0	.414	.244	.376	.731	1.438	1.008	.561	.715	T2
⁶² Ni	0.0	0.0	.311	.182	.271	.384	.438	.869	.489	.677	T3
⁶² Ni	0.0	0.0	.478	.282	.434	.844	1.660	1.164	.648	.826	T2

В табл. 2 приведены значения $B(s;1,2)$ для (t,p) реакций на ядрах от ^{46}Ca до ^{62}Ni . Расчет выполнен как в гармоническом приближении /Т2/, так и с учетом ангармонических эффектов /Т3/.

3. МЕТОД РАСЧЕТА СЕЧЕНИЙ РЕАКЦИЙ

Расчет сечений реакций двухнуклонной передачи был проведен в рамках метода искаженных волн /МИВ/, в приближении нулевого радиуса взаимодействия и без учета спин-орбитальных сил в каналах. В таком приближении дифференциальное сечение реакции $A(a,b)B$ записывается в виде

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{МИВ}} = D_0^2 \frac{2J''+1}{2J'+1} \sum_{L,S,J,T} b_{ST}^2 (C_{TT_0TM}^{T'T_0})^2 \sigma_{LSJT}(\Theta),$$

где J', J'' - спины начального и конечного ядер; $b_{ST}^2 = 1/10$ - спин-изоспиновый фактор /для (t,p) реакций /10/; $T, T'(T_0, T'_0)$ - изоспин начального и конечного ядер /его z -проекция/, L, S, J, T, M - орбитальный момент, спин, полный угловой момент, изоспин и z -проекция изоспина передаваемой пары нуклонов. D_0 - нормализационный фактор приближения нулевого радиуса*.

Величина σ_{LSJT} определяется выражением /9/ /обозначения стандартные/:

$$\sigma_{LSJT}(\Theta) = \frac{18.54}{2S+1} 10^{-4} \frac{\mu_a \mu_b k_b B^2}{k_a A^2} \sum_{M=-L}^L \left| \sum_{\ell_a \ell_b} \Gamma_{\ell_a \ell_b}^{LM} J_{\ell_a \ell_b L} P_{\ell_b}^M(\Theta) \right|^2$$

* $D_0 = -\epsilon \int d\vec{p} \Phi_{0s}(\vec{p})^{1/9}$. Выбирая $\Phi_{0s}(\vec{p}) = C \cdot \exp\{-p^2/3 <r^2>\}^{1/10}$, энергию связи тритона $\epsilon = 8.48$ МэВ, среднеквадратичный радиус тритона $<r^2>^{1/2} = 1.68$ Фм, получаем $D_0^2 = 2.83 \cdot 10^4$ Фм³ МэВ². Это значение D_0^2 использовалось в наших расчетах.

По сравнению с работой /9/ в интеграле перекрытия $J_{\ell_a \ell_b L} = \int dr \chi_{\ell_b}^{(-)} \left(\frac{A}{B} r\right) u_{LSJT}(r) \chi_{\ell_a}^{(+)}(r)$, однонуклонная волновая функция заменена на ℓ_a волновую функцию пары нуклонов $u_{LSJT}(r)$, которая вычислялась по методу Гленденнинга /10/ $u_{LSJT}(r) = \sum_N G_{NLSJT} u_{NL}(r)$, где $u_{NL}(r)$ - функция гармонического осциллятора, описывающая движение центра масс пары. Параметр размерности одночастичного гармонического осциллятора $\hbar/m\omega = (.9A^{1/3} + .7) \Phi_m^{2/11}$.

Для расчета структурных факторов G_{NLSJT} использовались спектроскопические амплитуды $B(s;1,2) \equiv B(nl_j, 1, 2)$, рассчитанные в разделе 2.

Например, для интересующих нас $0^+ \rightarrow 0^+$ переходов между четно-четными ядрами /обозначения стандартные/ /10/:

$$G_{N0001} = \sum_{n, \ell, j} B(n \ell j; 1, 2) (-1)^\ell \Omega_n \langle n^+ 0; N0; 0 | n \ell^+; n \ell; 0 \rangle \sqrt{\frac{j+1/2}{2\ell+1}}$$

Искаженные волны $\chi^{(+)}(\chi^{(-)})$ во входном /выходном/ каналах находились численным интегрированием уравнения Шредингера с оптическим потенциалом вида:

$$V(r) = V_K(r) - V_0(1 + \exp x)^{-1} - i(W_0 - 4W_D \frac{d}{dx})(1 + \exp x)^{-1},$$

где $x = (r-R)/a$; $x' = (r-R')/a'$; $R = r_0 A^{1/3}$; $R' = r'_0 A^{1/3}$,

$V_K(r)$ - кулоновский потенциал равномерно заряженной сферы радиуса $r A^{1/3}$.

При расчете $K(t,p)$ реакций использовались следующие параметры для $t(p)^{12,13}$: $V_0 = 165.4(56.5 - 0.3 \times E_p^{\text{CM}})$; $W_0 = 16.4(0.0)$; $W_D = 0.0(15.5)$; $r_0 = 1.16(1.25)$; $r'_0 = 1.5(1.25)$; $r_K = 1.3(1.25)$; $a = 0.75(0.65)$; $a' = 0.75(0.47)$.

Глубины потенциалов даны в единицах МэВ, остальные величины - в единицах Фм.

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

А. Прежде чем приводить результаты расчетов, необходимо отметить, что МИВ в приближении нулевого

радиуса взаимодействия не дает правильного значения абсолютного сечения реакции двухнуклонной передачи ^{14,15/}. В литературе указываются следующие причины расхождения: грубость предположения о нулевом радиусе взаимодействия, использование слишком упрощенных волновых функций для передаваемой пары нуклонов и для тритона, и влияние других каналов реакции. Действительно, при учете конечности радиуса взаимодействия ^{15/} можно улучшить согласие с экспериментом. Тем не менее, было показано, что, во-первых, отношения сечений и угловые распределения, полученные в этих расчетах и в приближении нулевого радиуса, практически совпадают, во-вторых, используемый метод расчета чрезвычайно трудоемок, что не позволяет использовать его для систематических вычислений. К сожалению, пока проведено слишком мало подобных расчетов, чтобы можно было сделать твердые заключения об универсальности отмеченных закономерностей, однако надежда на то, что относительные значения сечений и угловые распределения можно вычислять в приближении нулевого радиуса взаимодействия достаточно хорошо, существует.

Б. На рис. 1-5 и в табл. 3 приведены результаты расчетов дифференциальных сечений некоторых (t, p) реакций и экспериментальные данные ^{12,16/}.

Расчеты проведены с тремя наборами спектроскопических факторов; одна оболочечная конфигурация ^{10/} /T1/; гармоническое приближение /T2/: расчет с учетом ангармоничности в рамках метода, изложенного в разделе 2 /T3/.

Спектроскопические факторы последних двух моделей приведены в табл. 2. При анализе интенсивностей реакций сравнивались значения сечений $\langle \sigma \rangle = d\sigma/d\Omega [\Theta_{CM} = 12.5^\circ]$.

При анализе угловых распределений результаты расчетов в рамках МИВ умножались на $N_0 = \langle \sigma \rangle_{\text{эксп}} / \langle \sigma \rangle$, которые выбирались отдельно для каждой реакции * и приведены в табл. 3.

* Для $^{46}\text{Ca}(t, p)^{48}\text{Ca}$ /E* = 5,46 МэВ/(dσ/dΩ)МИВ умножалось не на $N_0 = 16,8$ /табл. 3/, а на $N_0 = 10$, чтобы

В. Отметим некоторые особенности полученных результатов.

1. Как видно из табл. 2, в сечение реакции будут давать заметный вклад конфигурации, значительно удаленные от поверхности Ферми. Это указывает на необходимость расчетов в большом конфигурационном пространстве.

2. В гармоническом приближении относительное распределение спектроскопических амплитуд по оболочечным конфигурациям остается постоянным и пропорционально структурным константам a_{1s} /табл. 1/. Учет ангармоничности приводит к более реалистической картине, в которой положение максимума амплитуд при добавлении нейтронов смещается в сторону более высоколежащих конфигураций в соответствии с порядком заполнения уровней.

3. Влияние ангармоничности на сечение реакции проще всего оценить так, как это делалось в первых работах по изучению свойств "парных" 0^+ -состояний, полагая, что величина сечения пропорциональна квадрату матричного элемента от оператора передачи двух нуклонов ^{17/}. Например, для реакций (p, t) $^{56-62}\text{Ni}$ (E* = 0.0) имеем следующие соотношения интенсивностей: а/ экспериментальное ^{18/} 1/1.36/1.40/1.26*; б/ в гармоническом приближении - 1/2/3/4; в/ после учета ангармонических эффектов /раздел 2/ - 1/1.36/1.41/1.25; г/ в ротационном пределе /случай предельно сильных парных корреляций ^{2/} / - 1/1.20/1.29/1.33. Видно, что в лучшем согласии с экспериментом находятся результаты расчетов с учетом ангармоничности, причем

лучшим образом воспроизвести экспериментальное угловое распределение. В остальных случаях N_0 , выбранное по отношению сечений на угол $\Theta_{CM} = 12,5^\circ$ и N_0 , выбранное так, чтобы лучшим образом воспроизвести угловое распределение, практически совпадают.

* Согласно ^{19/} соотношение интенсивностей несколько иное: 1/1.19/1.13/1.06. Для (t, p) $^{60-66}\text{Ni}$ реакций все отношения интенсивностей близки к единице ^{16/}.

Таблица 3. Дифференциальные сечения (t, p) реакций

Ядро-мишень	E _t (мэВ)	E* (мэВ)	$\frac{d\sigma}{d\Omega}$ [мб/степ, $\Theta_{CM} = 12.5^\circ$]				N _o		
			эксп ^{x/}	T1	T2	T3	T1	T2	T3
⁴⁶ Ca	11.96	0.0	1.48	.040	.37	.64	37.	4.0	2.3
⁴⁶ Ca	11.96	5.46	3.00	.112	.45	.18	27.	6.7	16.8
⁴⁸ Ca	11.97	0.0	3.24	.095	.38	.47	34.	8.5	6.8
⁴⁶ Ti	13.0	0.0	1.10	.055	.57	.54	20.	1.9	2.0
⁴⁶ Ti	13.0	4.97	.41	.134	.53	.20	3.	0.8	2.0
⁴⁸ Ti	13.0	0.0	.96	.34	.29	.51	28.	3.1	1.9
⁴⁸ Ti	13.0	3.88	1.24	.120	.48	.19	10.	2.6	6.6
⁵⁰ Ti	13.0	0.0	2.38	.099	.39	.48	24.	6.1	5.1
⁵⁰ Cr	13.0	0.0	.57	.031	.25	.44	18.	2.2	1.3
⁵⁰ Cr	13.0	2.66	.57	.122	.49	.19	5.	1.2	2.9
⁵² Cr	13.0	0.0	1.44	.108	.43	.51	13.	3.3	2.8
⁵⁴ Cr	13.0	0.0	3.13	.083	.65	.46	38.	4.8	6.7
⁵⁴ Fe	13.0	0.0	1.12	.107	.42	.48	10.	2.6	2.3
⁵⁶ Fe	13.0	0.0	1.70	.090	.70	.49	19.	2.4	3.5
⁵⁸ Fe	13.0	0.0	2.51	.013	.84	.40	193.	3.0	6.3
⁵⁸ Ni	12.15	0.0	-	.096	.75	.51	-	-	-
⁶⁰ Ni	12.12	0.0	-	.014	.96	.45	-	-	-
⁶² Ni	12.05	0.0	-	.016	1.08	.29	-	-	-

x/ Смотри пункт Б раздела 3.

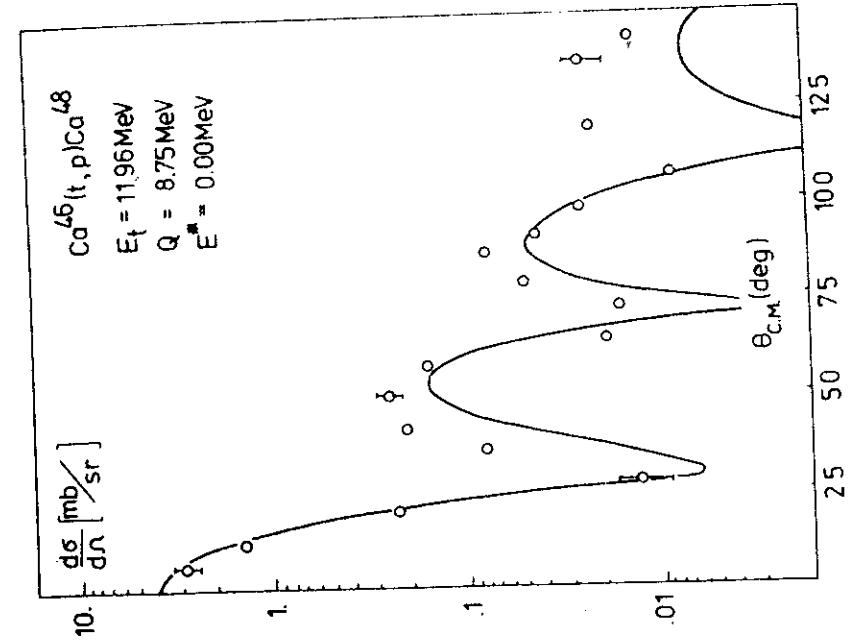
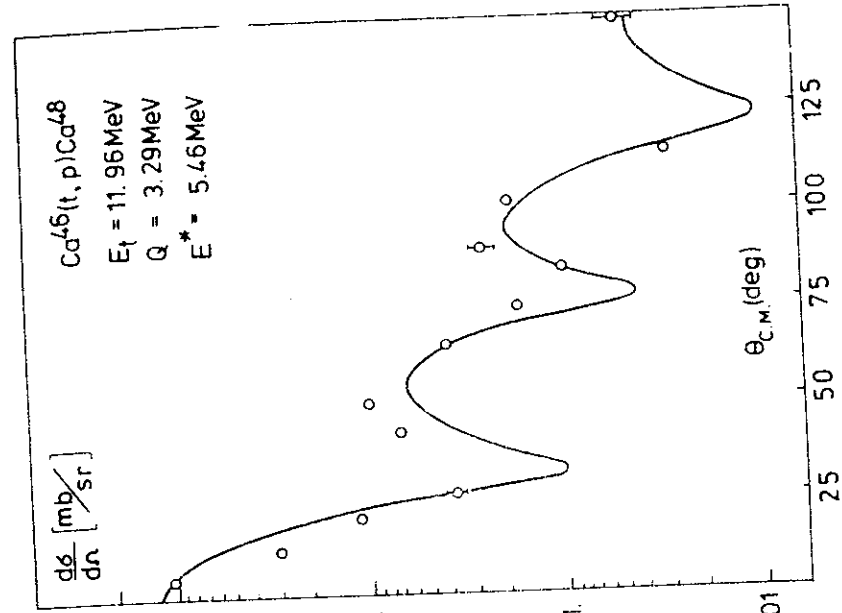


Рис. 1. Дифференциальные сечения (t, p) реакций — расчеты в рамках МИВ.О, — экспериментальные данные /см. в тексте пункт Б раздела 3/.

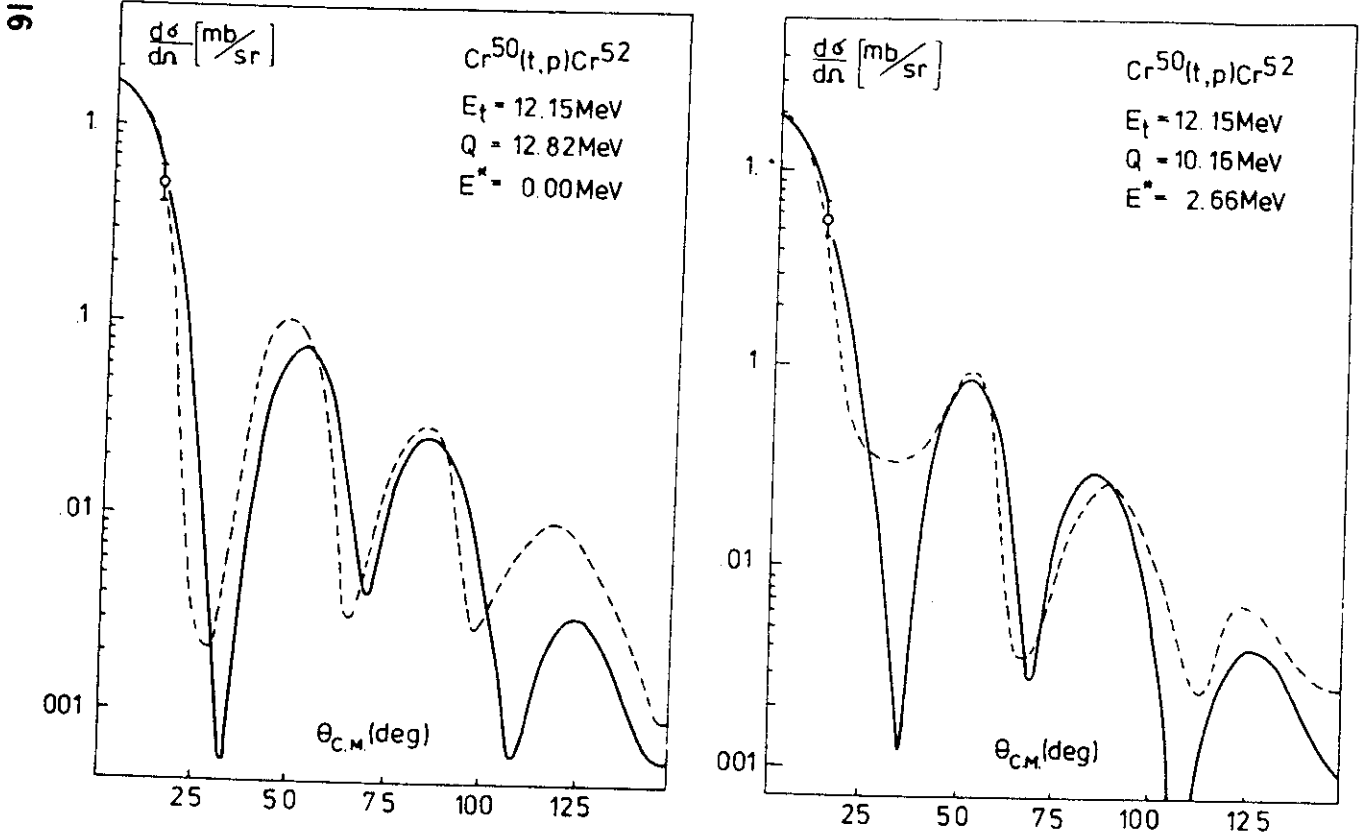


Рис. 2. То же, что и на рис. 1.

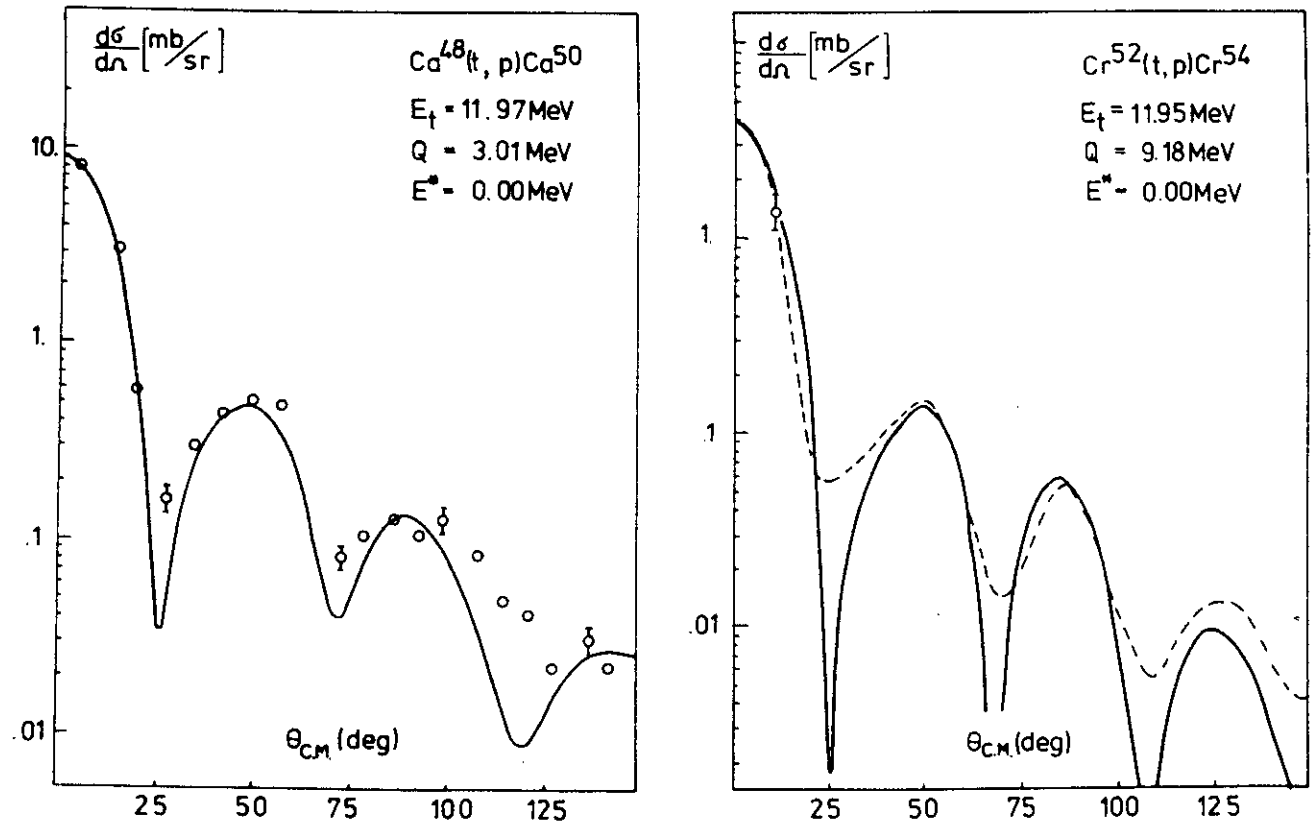


Рис. 3. То же, что и на рис. 1.

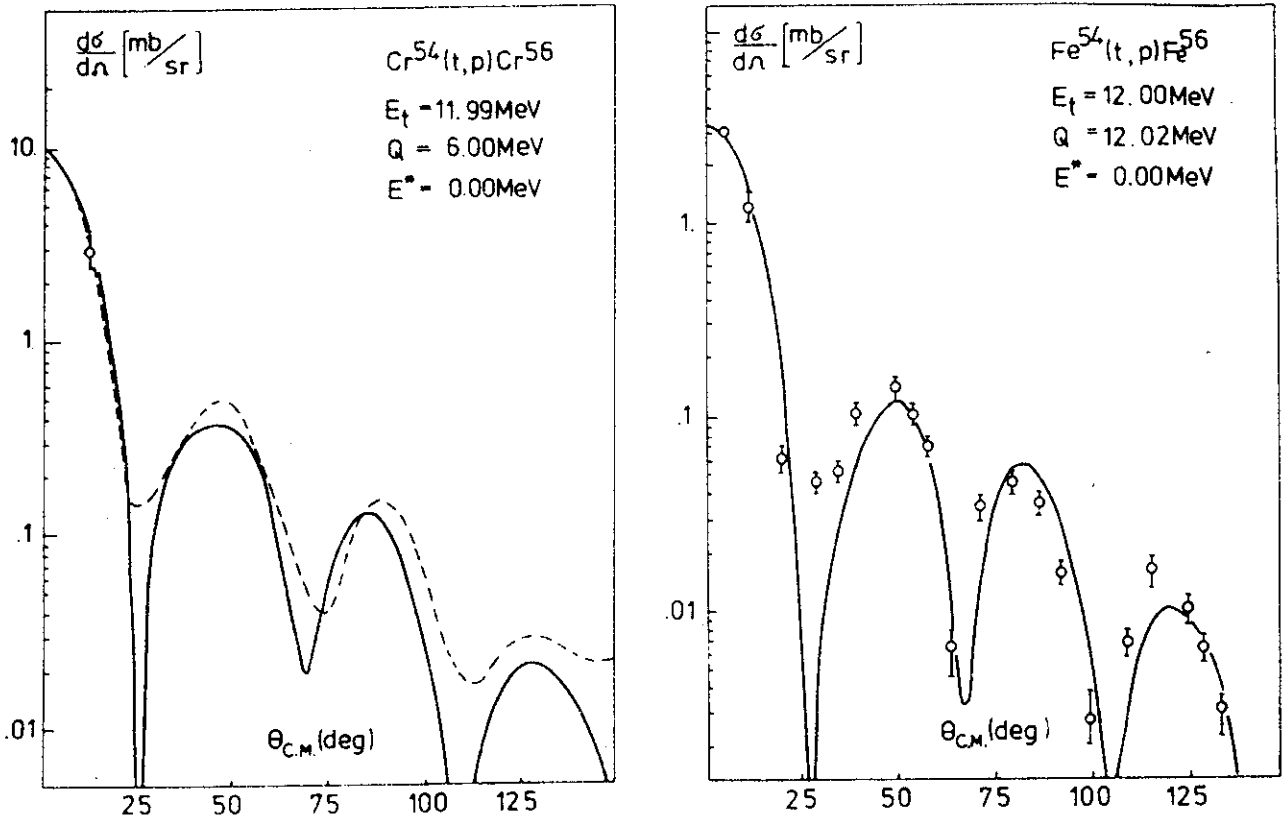


Рис. 4. То же, что и на рис. 1.

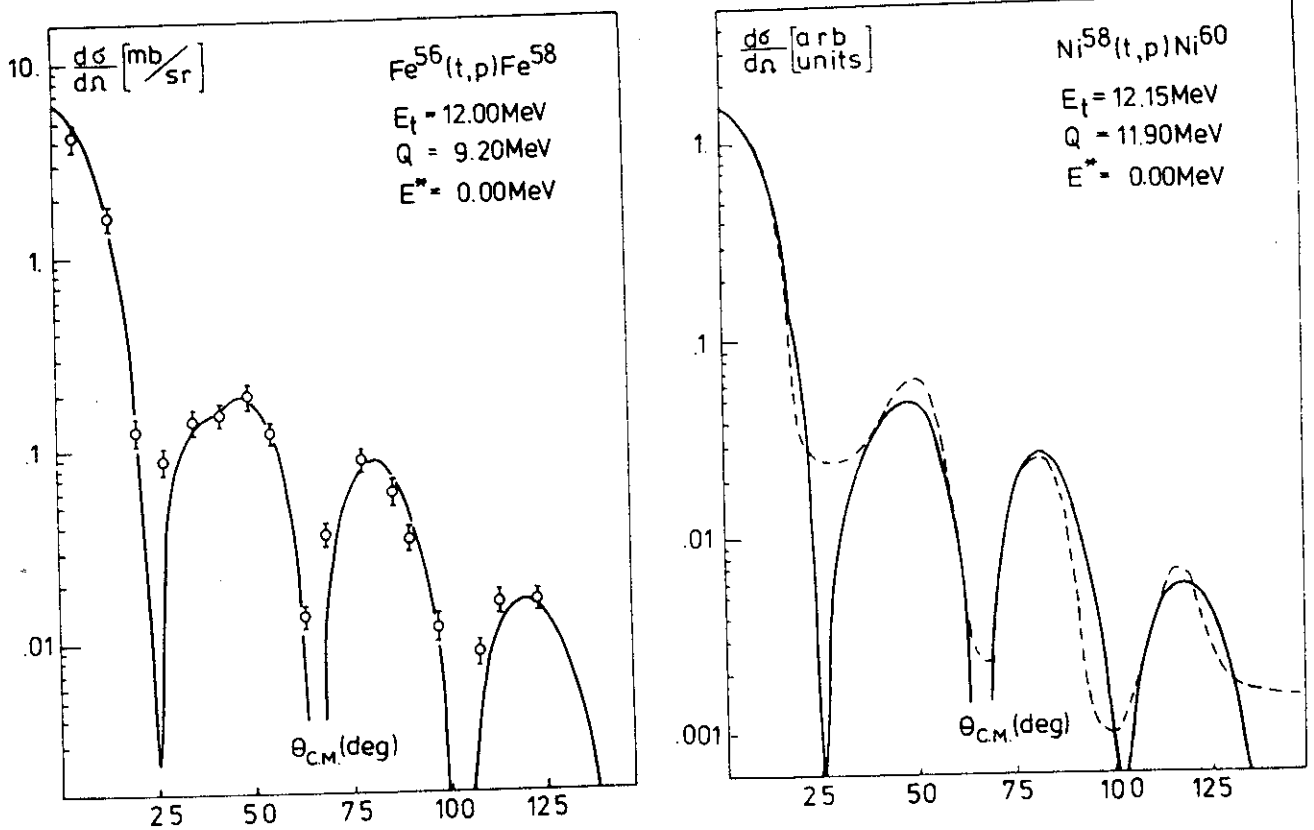


Рис. 5. То же, что и на рис. 1.

соотношения интенсивностей имеют промежуточную величину между вибрационным и ротационным предельными значениями. Этот вывод находится в согласии с результатами работ /7,8,13/, где отмечалось, что рассматриваемая область ядер, по-видимому, соответствует области между нормальным и сверхтекучим состояниями. Впрочем, к подобным оценкам необходимо относиться весьма осторожно, поскольку в таком приближении полностью игнорируются особенности конкретных реакций.

Сравнение отношений рассчитанных теоретических сечений /табл. 3/ с соотношениями квадратов матричных элементов от оператора передачи двух нуклонов показывает, что результаты вычислений в рамках МИВ находятся в сильном расхождении с подобными качественными оценками.

4. При учете смешивания конфигураций угловые распределения /рис. 1-5/ меняются очень незначительно. Основной эффект проявляется в перенормировке константы N_0 .

Если предположить, что в сечение реакции дает вклад только одна оболочечная конфигурация $(n\ell j)_{0+}^2$ /табл. 3, T1/, то сечение получается значительно меньше экспериментального и наблюдается очень большой разброс в величинах N_0 , что не позволяет правильно воспроизводить ни абсолютные, ни относительные значения сечений /см. также /14,20/. Учет смешивания конфигураций /12,13,20/ и табл. 3 /T2, T3// приводит к улучшению согласия с экспериментом. Абсолютные значения сечений по сравнению с чисто оболочечными расчетами увеличиваются, и часто весьма значительно. Разброс в значениях N_0 сокращается, но воспроизвести соотношения интенсивностей во всей области ядер с одной и той же величиной N_0 не удается.

5. Рассматривая переходы в первые возбужденные "парные" 0^+ -состояния ядер, отметим, что как простая вибрационная модель, так и расчеты с учетом ангармоничности предсказывают наличие сильно возбуждаемых в (t,p) реакциях "парных" коллективных 0^+ -состояний, если число нейтронов ядра-мишени $N_M < 28$, и отсутствие их, если $N_M \geq 28$, что находится в согласии с эксперимен-

тальными данными. В ротационном пределе все рассматриваемые возбужденные состояния соответствуют Δ -вибрационным состояниям /1,2,5/, и переходы в эти состояния ядра-мишени запрещены. По сравнению с предсказаниями вибрационной модели, учет ангармоничности приводит к уменьшению вероятности перехода в рассматриваемые возбужденные состояния конечного ядра, что также находится в качественном согласии с экспериментальными данными, так как вибрационная модель переоценивает эти отношения /12,13/.

Отметим также, что как расчеты в рамках оболочечной модели с парными остаточными силами /13,20/, так и наши вычисления переоценивают экспериментальные значения энергий "парных" 0^+ -состояний. При отходе от магических ядер согласие с экспериментом ухудшается. Наблюдаемые в реакциях двухнуклонной передачи сильно-возбуждаемые 0^+ -состояния ядер опускаются по энергиям, а в ядре ^{52}Cr такое состояние становится нижайшим, хотя, как правило, первые 0^+ -состояния имеют квадрупольную природу и практически не видны в данных реакциях. Все это указывает на важность учета других видов остаточного взаимодействия, например, квадруполь-квадрупольных сил.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенные расчеты продемонстрировали плодотворность описания свойств "парных" 0^+ -состояний ядер в рамках модели, учитывающей небольшое число коллективных степеней свободы. Учет смешивания конфигураций позволяет существенно улучшить согласие с экспериментом по сравнению с предсказаниями чисто оболочечной модели.

Влияние ангармоничности на сечение (t,p) реакций не столь заметно, как это было при расчете энергетических спектров возбуждений. Поэтому трудно сделать определенные выводы о характере "парного" коллективного движения в рассматриваемой области ядер. Для более детальных выводов могут понадобиться расчеты $(^3\text{He},p)$, $(^3\text{He},n)$, (p,t) -реакций.

Литература

1. A.Bohr. Nucl.Struct. Dubna Symp., 1968, IAEA, Vienna, 1968.
2. B.F.Bayman, D.R.Bes, R.A.Brogliа. Phys.Rev.Lett., 23, 1299 (1969).
3. G.G.Dussel, R.P.J.Perazzo, D.R.Bes, R.A.Brogliа. Nucl.Phys., A175, 513 (1971).
4. G.G.Dussel, R.P.J.Perazzo, D.R.Bes. Nucl.Phys., A183, 298 (1972).
5. В.Г.Картавенко, Р.В.Джолос, Ф.Дэнау, Д.Янссен. ТМФ, 14, 70 /1973/.
6. В.Г.Картавенко, Р.В.Джолос. Сообщение ОИЯИ, Р4-6781, Дубна, 1972.
7. В.Г.Картавенко, Р.В.Джолос. Сообщение ОИЯИ, Р4-6782, Дубна, 1972.
8. В.Г.Картавенко, Р.В.Джолос. ЯФ, 19, 964 /1974/.
9. К.А.Гриднев, П.В.Краснов, И.Н.Кухтина и др. Препринт ОИЯИ, 2458, Дубна, 1965.
10. N.K.Glendenning. Phys.Rev., 137, B102 (1965).
11. J.Blomqvist, A.Molinari. Nucl.Phys., A106, 545 (1968).
12. R.F.Casten, E.R.Flynn, O.Hansen, T.J.Mulligan. Phys.Rev., 4C, 130 (1971).
13. D.R.Bes, E.E.Maqueda, R.P.J.Perazzo. Nucl.Phys., A199, 193 (1973).
14. I.S.Towner, J.C.Hardy. Adv. in Phys., 18, 401 (1968).
15. B.F.Bayman. Nucl.Phys., A168, 1 (1971).
16. W.Darcey, R.Chapman, S.Hinds. Nucl.Phys., A170, 253 (1971).
17. S.Yoshida. Nucl.Phys., 33, 685 (1962).
18. G.Bassani, N.M.Hintz, C.D.Kavaloski. Phys.Rev., 136, B1006 (1964).
19. W.G.Davies, J.E.Kitching, W.Mclatchie et al. PLA Progress Report, RHEL/R,170 (1968).
20. B.F.Bayman, N.M.Hintz. Phys.Rev., 172, 1113 (1968).

Рукопись поступила в издательский отдел
18 октября 1974 года.